

Simulation der konvektiven Grenzschicht im Vergleich mit Flugzeugmessungen beim LOTREX-Experiment

Jutta GRAF und Ulrich SCHUMANN, Oberpfaffenhofen

Zusammenfassung. Mit einem dreidimensionalen numerischen Modell, das die großen Turbulenzelemente auflöst („Large-Eddy Simulation“), wird die konvektive Grenzschicht für einen ausgewählten Zeitpunkt des LOTREX-Experiments 1988 in der Hildesheimer Börde simuliert. Die Simulationen werden mit gemessenen Wind- und Temperaturprofilen initialisiert und an der Oberfläche wird ein konstanter Wärmestrom vorgegeben. Die Ergebnisse werden mit Flugzeugmessungen verglichen. Bezüglich des vertikalen Profils des turbulenten Wärmeflusses, der Temperatur- und der Vertikalgeschwindigkeitsvarianz ergibt sich eine gute Übereinstimmung von Messung und Rechnung. Die typische horizontale Wellenlänge der vertikalen Geschwindigkeitsfluktuationen erreicht in der Grenzschicht etwa das 1.3fache der Grenzschichtdicke. Sensitivitätsstudien zeigen, daß der mittlere Wind von maximal 5 m/s keinen signifikanten Einfluß auf die Simulationsergebnisse hat. Das gleiche gilt für einen variablen Oberflächenwärmestrom, wenn dieser in einer Richtung sinusförmig mit einer Wellenlänge von 10 km und einer Amplitude von 20 % des Mittelwertes am Modellunterrand vorgegeben wird.

Simulation of the convective boundary layer in comparison to aircraft-measurements during the LOTREX-experiment

Summary. Using a three-dimensional numerical model which resolves the large turbulent eddies („Large-Eddy-Simulation“), the convective boundary layer is simulated which formed during a specific time of the LOTREX-experiment 1988 in a plane area near Hildesheim, Germany. The simulations are initialized using measured profiles of wind and temperature. At the surface a constant heat flux is prescribed. The results are compared with data measured from aircrafts. Good agreement is found with respect to vertical profiles of the turbulent heat flux, of temperature and of vertical velocity fluctuations. The horizontal scale of vertical velocity fluctuations reaches 1.3 times the boundary layer depth. Sensitivity studies show that the mean wind with a maximum of 5 m/s has no significant effect on the simulation results. The same has been found for a variable surface heat flux which is prescribed at the model-surface to vary sinusoidally in one direction with a wavelength of 10 km and an amplitude of 20 % relative to the mean value.

1. Einleitung

Die konvektive Grenzschicht am Mittag eines bestimmten Tages des Feldexperimentes LOTREX wird mit einem Grobstruktur-Modell (Large-Eddy-Simulation, LES) untersucht, wie es erstmalig von Deardorff [1, 2] angewandt wurde. Mit dieser Methode, bei der die großen Bewegungselemente explizit erfaßt werden und die kleineren skalierten Prozesse in parametrisierter Form berücksichtigt werden, ist es möglich, die turbulenten Bewegungen in der Grenzschicht im Detail zu simulieren.

In den letzten Jahren sind eine Reihe von LES-Modellen entwickelt worden. Ein Vergleich der simulierten turbulenten Größen wie Wärmefluß, Temperaturvarianz und Varianz der Vertikalbewegung mit Meßwerten wurde allerdings selten durchgeführt. Deardorff [2] hat seine Simulationsergebnisse mit Messungen aus dem Wangara-Experiment verglichen. Das hier verwendete LES-Modell [20] wurde durch Vergleiche mit Ergebnissen von Labor- und Flugzeugmessungen bei rein konvektiven Situationen verifiziert [17, 18]. In Moeng und Wyngaard [14] werden ebenfalls LES-Ergebnisse mit Feld- und Labormessungen verglichen. Die Übereinstimmung bezüglich der Geschwindigkeitsvarianz war in der oberen Grenzschicht zufriedenstellend, während in der unteren Grenzschicht die Modellergebnisse niedriger als die Messungen waren. Ein ähnliches Verhalten zeigten auch die Profile für die dritten Momente der Vertikalgeschwindigkeit. Diese Abweichungen sind auf die schlechtere Auflösung der Turbulenz in Bodennähe und die Parametrisierungen der subskaligen Prozesse zurückzuführen [6]. Der Einfluß der Parametrisierungsansätze auf die LES-Ergebnisse wird auch in den Arbeiten von Mason [13] und Schmidt und Schumann [18] deutlich.

Für die hier gezeigten Simulationen wird angenommen, daß das Gelände eben ist. Die Annahme ist für diese Anwendung wohl gerechtfertigt, da die Geländehöhe im betrachteten Gebiet um weniger als 30 m variiert und Erhebungen bis zu einer Höhe von 10 % der Grenzschichthöhe nur geringen Einfluß auf die Turbulenzstruktur in der konvektiven Grenzschicht haben [22, 8, 10].

Als thermische Randbedingung am Unterrand der Atmosphäre wird ein Wärmestrom vorgegeben. Im Gegensatz zur Vorgabe einer Oberflächentemperatur (die zudem experimentell schwierig zu bestimmen ist) wird dadurch eine starke Abhängigkeit von der ungenau bekannten Oberflächenrauigkeit vermieden. Schmidt und Schumann [18] zeigten, daß bei Vorgabe des Wärmestroms die turbulenten Profile sich auch bei Variationen der Rauigkeit über vier Zehnerpotenzen nur sehr wenig verändern. Der Wärmestrom an der Oberfläche wird bei den hier gezeigten Simulationen in den meisten Fällen als konstant vorausgesetzt. In der Realität ist natürlich der Bodenwärmestrom für unterschiedliche Oberflächen verschieden. Eine Kartierung des Bodenwärmestromes für das betreffende Gebiet steht bisher nicht zur Verfügung. Um den Einfluß der Inhomogenitäten untersuchen zu können, wurde in einer Rechnung für den Wärmestrom eine sinusförmige Verteilung vorgegeben. Die Amplitude der Variation beträgt dabei 20 % des konstanten Wärmestromes, da Jochum [9] eine Variation des

Stromes fühlbarer Wärme von diesem Prozentsatz auf einer Strecke von 15 km gefunden hat. Eine inhomogene Verteilung des Bodenwärmestromes kann dazu führen, daß über wärmeren Gebieten die Turbulenz stärker ausgebildet ist. Ferner kann man erwarten, daß Luft über dem wärmeren Untergrund aufsteigt und über dem kälteren absinkt. Da sich dadurch die Struktur der Bewegungselemente („Eddies“) verändert, können sich auch die Profile für die Varianzen oder anderer Momente ändern. Der Einfluß von Inhomogenitäten wurde von Hadfield et al. [4], Hechtel et al. [5] und Schumann et al. [21] auch mittels LES untersucht. Die Zirkulationen, bedingt durch einen um 50 % um einen Mittelwert auf horizontalen Skalen von 1.3 bis 2.5 Grenzschichtdicken variierenden Wärmefluß, sind allerdings nur schwach ausgebildet und werden bei Vorgabe eines von Null verschiedenen mittleren Windes abgeschwächt. Mit diesem mittleren Wind werden die über wärmeren Gebieten stärker ausgebildeten Turbulenzelemente stromab verlagert, ohne daß die Amplituden wesentlich beeinflusst werden [4]. Möglicherweise sind Variationen der Oberflächeneigenschaft auf Skalen im Bereich 10 bis 20 km wichtiger [15, 16].

Scherung aufgrund eines mittleren Windprofils verstärkt die thermisch induzierte Turbulenz in der konvektiven Grenzschicht wesentlich, wenn die Obukhov-Länge etwa ein Fünftel der Grenzschichtdicke übersteigt [1]. Dieses Ergebnis wurde allerdings für hypothetische Geschwindigkeitsprofile mit geringer Scherung am Oberrand der Grenzschicht gewonnen. In dieser Arbeit untersuchen wir den Einfluß der bei LOTREX in der Hildesheimer Börde am 13. Juni 1988 zur Mittagszeit gemessenen Geschwindigkeits- und Temperaturprofile. Der Einfluß der Scherung wird durch Vergleich mit einem Fall ohne mittleren Wind ermittelt. Zudem untersuchen wir den Einfluß der vertikalen Auflösung im numerischen Modell. Ferner werden die Simulationsergebnisse mit den Flugzeugmessungen verglichen. Kapitel 2 beschreibt zunächst das verwendete LES-Modell und enthält eine kurze Darstellung des Feldexperimentes LOTREX. Die Ergebnisse werden in Kapitel 3 vorgestellt und diskutiert und in Kapitel 4 zusammengefaßt.

2. Methode

Das LES-Modell

Zur Simulation der konvektiven Grenzschicht wird ein LES-Modell verwendet. Das dazu verwendete Rechenprogramm MESOSCOPI ist in Schumann et al. [20], Schmidt [17] und Schmidt und Schumann [18] im Detail beschrieben. Das Modell basiert auf den Erhaltungsgleichungen für Masse und Impuls, sowie dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik für die über ein Gittervolumen gemittelten Geschwindigkeitskomponenten u_i und der Temperatur T . Im Rahmen der verwendeten Boussinesq-Approximation entspricht T der potentiellen Temperatur. Unter Vernachlässigung der für die Turbulenz unwesentlichen Corioliskraft wird folgender Gleichungssatz gelöst:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_j \bar{u}_i)}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \overline{u_i'' u_j''} \right) + \beta g T \delta_{i3}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_j \bar{T})}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} - \overline{u_j'' T''} \right). \quad (3)$$

Hierbei bezeichnet p den Druck, g die Erdbeschleunigung, $\beta = -(\partial \rho / \partial T) / \rho$ den Volumenausdehnungskoeffizient, sowie ν und μ die, praktisch vernachlässigbar kleinen, konstanten molekularen Diffusionskoeffizienten für Impuls und Temperatur. Die Querstriche bezeichnen Mittelwerte über Maschen des Rechengebietes und die Doppelstriche die zugehörigen Schwankungsgrößen. Die subskaligen Flüsse werden anhand eines algebraischen Schließungsmodells zweiter Ordnung wie in Schmidt [17] berechnet.

In der betrachteten Situation reicht die konvektive Grenzschicht anfänglich bis zur Höhe der Inversion bei $z_i = 800$ m. Die horizontale Ausdehnung wurde mit $10 \times 10 \text{ km}^2$ groß genug gewählt, um im Vergleich zu z_i große Konvektionselemente zu erfassen. Die vertikale Erstreckung des Modells beträgt 2500 m, dies entspricht ungefähr der dreifachen Grenzschichthöhe. Die horizontale Maschenweite ist bei allen Rechnungen 100 m, die vertikale Auflösung 100 m beziehungsweise 50 m. Für diese Gitterweiten erfordert das bezüglich Advektion und Diffusion explizite Integrationsverfahren einen Zeitschritt von 3 s.

Die Anfangsfelder für die mittlere Temperatur und Windgeschwindigkeit entsprechen den Meßgrößen, die Vertikalgeschwindigkeit ist mit Zufallszahlen belegt, um die Konvektion anzustoßen. Eine mittlere Absinkbewegung wird vernachlässigt. Der Temperaturstrom Q_0 von der Erdoberfläche in die Atmosphäre wird in den meisten Fällen und die Bodenrauigkeit z_0 wird stets horizontal als homogen angenommen. Anhand von Flugzeug-Messungen wurde $Q_0 = 0.08 \text{ Kms}^{-1}$ (entsprechend einem Wärmefluß von 80 Wm^{-2}) geschätzt. Wir benutzen diesen Wert für unseren Referenzfall, da die Flugzeug-Messungen einen räumlichen Mittelwert liefern. Schädler [15] berichtet von lokalen Messungen über Weizen- und Rübenfeldern, die für den Zeitpunkt, an dem wir die Simulationsergebnisse mit den Messungen vergleichen, einen maximalen Wärmefluß von 100 Wm^{-2} aufweisen. Der Wert von $z_0 = 0.1 \text{ m}$ ist ein grober Schätzwert, der allerdings, wie einleitend bemerkt, keinen entscheidenden Einfluß auf die Ergebnisse hat. Dieser Wert ist typisch für Weizenfelder. Mit $\beta = (300 \text{ K})^{-1}$ und $g = 9.81 \text{ ms}^{-2}$ ergibt sich eine konvektive Geschwindigkeitskala $w_* = (\beta g z_i Q_0)^{1/3} = 1.28 \text{ m/s}$ und eine Temperaturskala $T_* = Q_0 / w_*$ von 0.06 K. Die konvektive Zeitskala $t_* = z_i / w_*$, die die typische Dauer einer konvektiven Vertikalbewegung angibt, beträgt 700 s. Aufgrund früherer Simulationen [18] wissen wir, daß ein etwa stationärer Turbulenzzustand nach einer Integrationszeit $5 t_* \sim 3600 \text{ s}$ erreicht wird. Zu diesem Zeitpunkt werden die Ergebnisse mit den Messungen verglichen.

Beschreibung der Messungen

Die Ergebnisse der LES werden mit Ergebnissen des Feld-experimentes LOTREX-10E/Hibe 88 verglichen. Dieses Experiment wurde im Rahmen des Klimaforschungsprogramms — Teilbereich „Landoberflächenklimatologie“ — der Bundesregierung in der Hildesheimer Börde durchgeführt. Ziel dieses Experimentes war es, die Wechselwirkung zwischen Atmosphäre und Landoberfläche zu untersuchen, sowie die Nutzung von Satellitendaten für solche Experimente. Die Flugzeugmessungen sind dabei ein Bindeglied zwischen den Punktmessungen am Boden und den aus Satellitendaten abgeleiteten flächengemittelten Meßwerten.

Die mittleren Temperatur- und Geschwindigkeitsprofile werden aus Messungen mit einer Radiosonde abgeleitet (O. Walk, Institut für Meteorologie, Universität Karlsruhe, persönliche Mitteilung, 1989). Neben den mittleren meteorologischen Grundgrößen (Temperatur, Druck, Feuchte) wurden mit dem Forschungsflugzeug Falcon [3] und drei Motorseglern ASK-16 [7] auch Turbulenzgrößen gemessen. Mit den Motorseglern erhält man Zeitreihen der Vertikalbewegung, der Temperatur und der Feuchte mit einer räumlichen Auflösung von etwa 17 m. Die räumliche Auflösung der Daten beträgt bei der Falcon etwa 5 m. Die einzelnen Zeitreihen der Flugzeugmessungen erstrecken sich über ca. 20 km. Hieraus werden Varianzen und vertikale Wärmeflüsse in den einzelnen Flugniveaus abgeleitet [9].

3. Diskussion der Ergebnisse

Die zur Initialisierung verwendeten gemessenen Vertikalprofile für die Temperatur und die Windgeschwindigkeit am 13.6.1988 um 14 Uhr lokaler Zeit sind in Abb. 1 dargestellt. Bis zu der Grenzschichthöhe von 800 m, in der Radiosondendaten nicht vorliegen, wird die Atmosphäre als neutral geschichtet angenommen. Von 800 m bis 2000 m befindet sich eine stabile Schicht, in der die potentielle Temperatur etwa mit 3.2 K/km zunimmt, darüber liegt eine noch stabilere Schicht mit 7.6 K/km. In der Grenzschicht wurde an dem 18 m hohen Meßmast ein mittlerer Wind von 2.8 m/s aus südwestlicher Richtung beobachtet. Die Annahme eines in der Grenzschicht konstanten Windes ist aufgrund der kräftigen Vermischung bei einer konvektiven Situation gerechtfertigt. Oberhalb der Grenzschicht dreht er auf Nordwest und nimmt auf ca. 5 m/s in 2000 m Höhe zu. Mit diesen Profilen wurden die Anfangsfelder der mittleren Windgeschwindigkeitskomponenten u_i und der Temperatur T für die Modellsimulationen belegt.

Tabelle 1. Parameter der verschiedenen Modell-Läufe.

Lauf	$\Delta z/m$	Windprofil	$Q_0/(K/m/s)$	$Q(x)$
L1	100	Meßwert	0.08	const.
L2	50	Meßwert	0.08	const.
L3	100	Null	0.08	const.
L4	50	Meßwert	0.10	const.
L5	50	Meßwert	0.08	variabel

Gemäß Tabelle 1 berichten wir von den Ergebnissen von fünf Modell-Läufen. Der vertikale Gitterabstand Δz beträgt für Lauf L1 100 m. In der Simulation L2 wurde bei sonst gleichen Parametern wie in L1 die vertikale Auflösung erhöht ($\Delta z = 50$ m). Um den Einfluß des mittleren Windes auf die Turbulenzstruktur zu untersuchen, wurde im Lauf L3 die Rechnung wie in L1 aber ohne mittleren Wind wiederholt. In einer weiteren Rechnung L4 wurde aufgrund der beobachteten Streuung der Wärmestrom von 80 auf 100 W/m^2 erhöht. Die Inhomogenität der Oberfläche wird in der Simulation L5 berücksichtigt, bei der der Wärmestrom gemäß

$$Q = Q_0 (1 + A \sin(2\pi x/L))$$

vorgegeben ist. Der Wert der Amplitude A beträgt 0.2, die Wellenlänge entspricht der Größe des Rechengebietes, $L = 10$ km. Die Simulationen L2, L4 und L5 werden im Vergleich mit den Messungen diskutiert.

Sensitivitätsstudien

Während der Gesamtintegrationszeit von 3600 s wächst die Grenzschicht von 800 m auf 900 m an. Abb. 2 zeigt die berechnete Vertikalgeschwindigkeit w nach einer Integrationszeit $t = 5 t_0$ (ca. 1 Stunde) in einer x - y - und einer x - z -Ebene für den Lauf L1. Der Horizontalschnitt (oben) bei ca. $z/z_i \approx 0.25$ zeigt, daß die Aufwinde in dieser Höhe, wie im windstillen Fall von Mason [13] und Schmidt und Schumann [18] beschrieben, eine polygone Struktur annehmen und etwa ringförmig die Abwindgebiete umschließen. Der mittlere horizontale Abstand von einer Konvektionszelle zur nächsten beträgt etwas mehr als 1 km (1 bis 2 z_i). In dem betrachteten Rechengebiet sind viele derartige Strukturen zu sehen. Für alle anderen betrachteten Fälle (L2 bis L5) ergaben sich qualitativ die gleichen Strukturen. D. h., der vorliegende mittlere Wind oder ein inhomogener Wärmestrom, wie er im Fall L5 benutzt wurde, hat nur sehr geringe Auswirkungen auf diese Konvektionsstruktur.

In dem Vertikalschnitt in Abb. 2 sind deutlich die engbegrenzten Thermikblasen und die relativ großflächigen kompensierenden Absinkbewegungen erkennbar. Die Thermikblasen reichen etwas über das Niveau $z = z_i$ hinaus, darüber befindet sich die stabile Schicht mit sehr geringen Vertikalbewegungen. Das Überschießen der Thermik führt zum Eindringen in die relativ wärmeren Schichten oberhalb der Inversion und damit zu einer Abkühlung. Auf der anderen Seite wird mit der Absinkbewegung Luft von oben nach unten transportiert. Beide Bewegungsformen zusammen bilden das sogenannte „Entrainment“.

Eine Fourier-Transformation der Vertikalgeschwindigkeit gibt Aufschlüsse über das Turbulenzspektrum $\Phi_w(k)$ als Funktion der horizontalen Wellenzahl k . In Abb. 3 ist in Abhängigkeit von z/z_i diejenige Wellenlänge $\lambda_w = 2\pi/k$ angegeben, bei der die Funktion $k\Phi_w(k)$ ihr Maximum annimmt. Vergleichbare Spektren haben Schmidt und Schumann [18] auch für andere Turbulenzgrößen in einer rein konvektiven Grenzschicht gezeigt. Im untersten Niveau

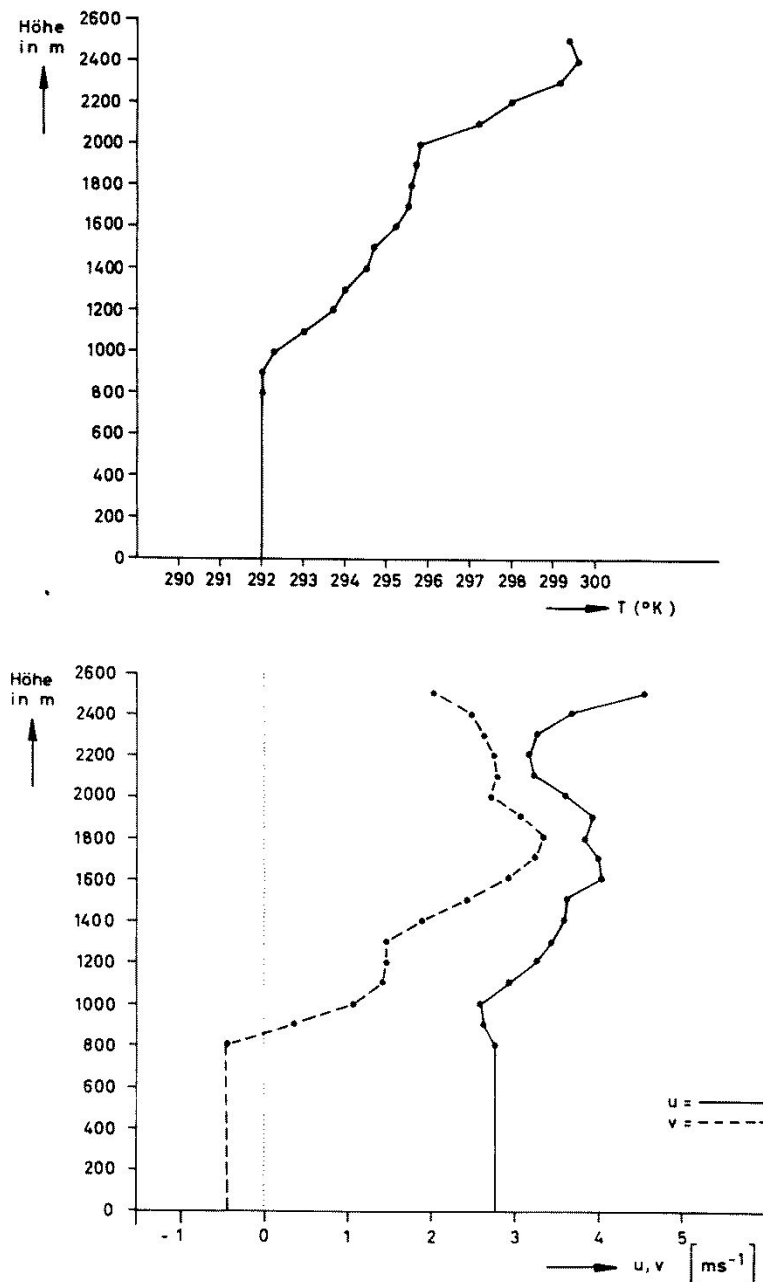


Abb. 1. Gemessene Vertikalprofile der potentiellen Temperatur T und der Windgeschwindigkeit am 13.6.1988 um 14 Uhr lokaler Zeit in der Hildesheimer Börde während LOTREX.

dominiert die kleinskalige Turbulenz. Mit zunehmender Höhe nehmen die Turbulenzelemente an Größe zu. Ab einer Höhe von $z \sim 0.7 z_i$ gewinnen wieder die kleineren Turbulenzelemente an Bedeutung und λ_w erreicht ein relatives Minimum an der Inversion. Offenbar haben beide Grenzflächen, Boden und Inversion, eine ähnliche Wirkung auf die horizontale Ausdehnung der vertikalen Bewegungen.

Für die drei durchgeführten Simulationen L1, L2 und L3 sind in Abb. 4 Profile der horizontal gemittelten Varianzen der Vertikalgeschwindigkeit aufgetragen. Dabei handelt es

sich um Mittelwerte über horizontale Flächen. Die Varianzen sind mit der konvektiven Geschwindigkeitsskala w_* normiert. Die maximalen Varianzen treten in der Mitte der Grenzschicht auf. Die Verdoppelung der vertikalen Auflösung hat eine geringe Auswirkung auf das Modellergebnis. In der Tat stimmt das Ergebnis für L3 bis auf wenige Prozent mit dem Ergebnis von Schmidt und Schumann [18] überein, das für eine Maschenweite von nur 25 m (bei der hier betrachteten Grenzschichtdicke) erzielt wurde. Der geringe Einfluß der Auflösung auf die Ergebnisse ist auch in Abb. 5 und Abb. 6, in denen Profile des Wärmeflusses

dargestellt sind, zu erkennen. Der Wärmeﬂuß nimmt entsprechend einer gleichmäßigen Erwärmung der Grenzschicht linear mit der Höhe ab und nimmt in Grenzschicht-

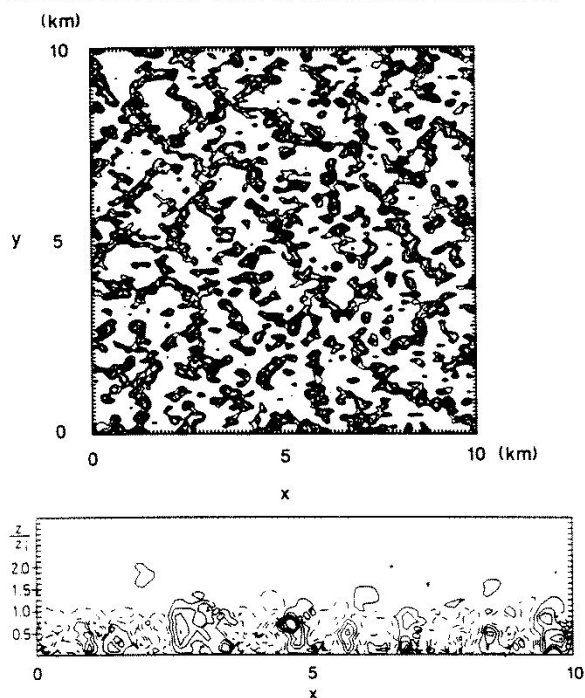


Abb. 2. Isolinien der berechneten Vertikalgeschwindigkeit w nach der Zeit $t = 5 \tau_i$ für Lauf L1. Oben: x-y-Schnitt bei $z = 200$ m. Gezeichnet sind nur die positiven Werte, der Isolinienabstand beträgt 0.3 m/s. Unten: x-z-Schnitt. Positive Werte sind durchgezogen, negative gestrichelt, der Isolinienabstand beträgt 0.5 m/s.

höhe negative Werte an, d. h. die Grenzschicht wird auch durch Entrainment erwärmt. Der subskalige Anteil ist oberhalb des unteren Randes sehr klein, d. h., der wesentliche Anteil des turbulenten Wärmetransportes wird von den aufgelösten Turbulenzanteilen getragen. Bei Simulation L2 ist wegen der feineren Auflösung der subskalige Anteil noch ein wenig kleiner als bei L1. Die Sensitivitätsstudien zeigen, daß für das hier vorliegende Problem ein vertikaler Gitterabstand von 100 m ausreicht, um die turbulenten Strukturen zu erfassen.

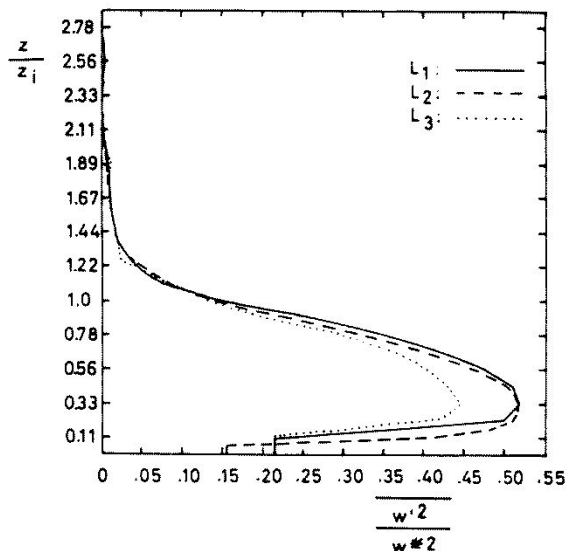


Abb. 4. Profil der horizontal gemittelten Varianz der Vertikalgeschwindigkeit normiert mit w_i^2 für die Simulationen L1, L2 und L3.

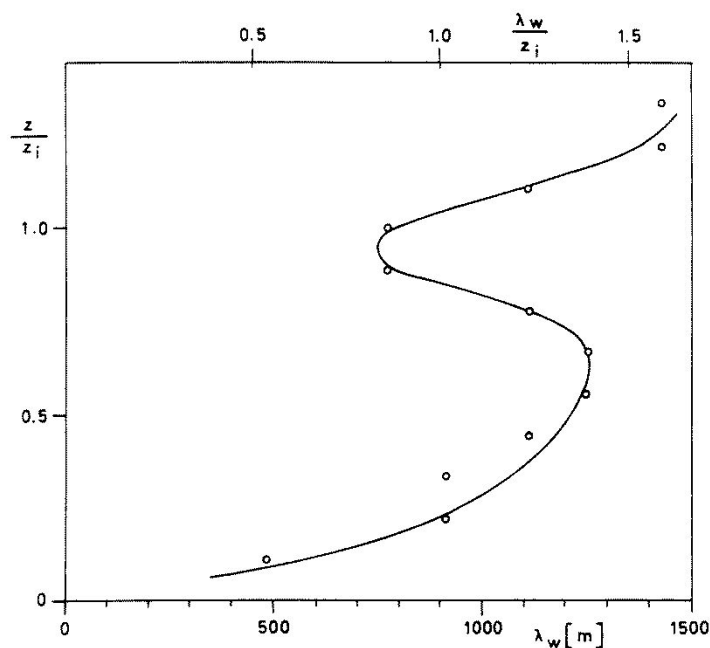


Abb. 3. Wellenlängen λ_w des spektralen Maximums der vertikalen Geschwindigkeitsfluktuationen in Abhängigkeit der normierten Höhe z/z_i für Lauf L1, wobei z_i die Grenzschichthöhe ist. Die Kreise bezeichnen die diskreten Rechenergebnisse, die Kurve stellt eine ungefähre Interpolation dieser Ergebnisse dar.

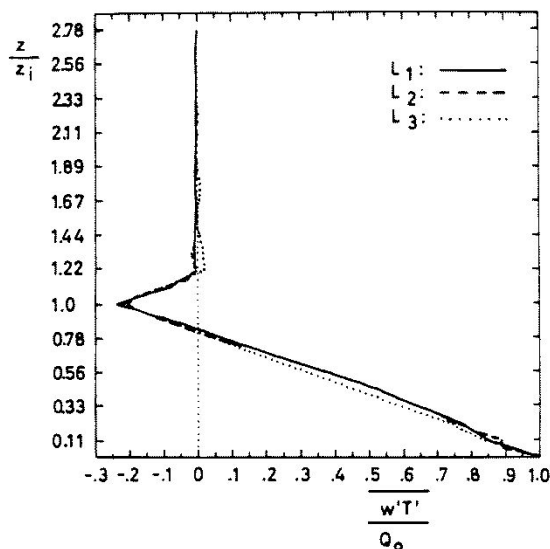


Abb. 5. Profil des horizontal gemittelten Wärme fluxes normiert mit Q_0 für die Simulationen L1, L2 und L3. Aufgeloßter und subskaliger Anteil sind berücksichtigt.

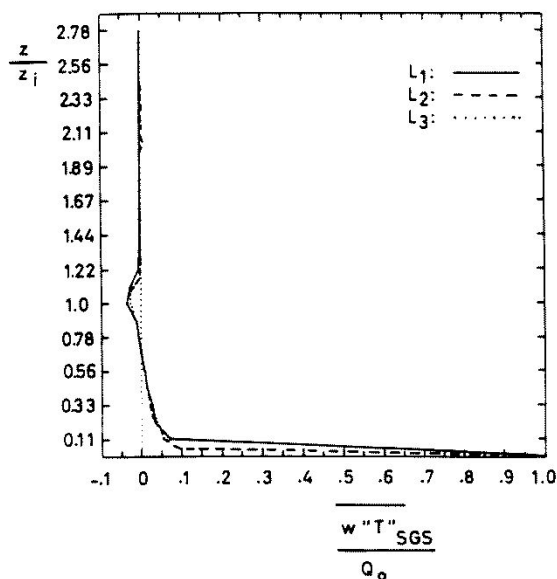


Abb. 6. Subskaliger Anteil des horizontal gemittelten Wärme fluxes normiert mit Q_0 für die Simulationen L1, L2 und L3.

Abb. 5 zeigt auch, daß das Profil des normierten Wärme fluxes erwartungsgemäß nicht von dem mittleren Windprofil abhängt. Die Vertikalgeschwindigkeitsvarianz vergrößert sich dagegen geringfügig bei Vorgabe eines von Null verschiedenen mittleren Windes (Abb. 4) aufgrund der zusätzlichen Turbulenzerzeugung durch Scherung. Die Schubspannungsgeschwindigkeit beträgt im Fall L1 etwa $u_* = 0.2$ m/s. Dies entspricht sehr gut den Meßwerten [15] sowohl über Weizen als auch über Rüben. Der sich daraus errechnende Betrag der Obukhov-Länge ist etwa 7.6 m.

Dieser Wert ist sehr viel kleiner als z_i , und insofern ist der betrachtete Fall also tatsächlich noch als windschwache konvektive Grenzschicht einzuordnen.

Unter Verwendung der Monin-Obukhov-Beziehungen berechnet das Modell aufgrund der lokalen Windgeschwindigkeit in der untersten Rechenmasche bei vorgegebenem Wärmestrom die Differenz $\Delta\theta$ zwischen der Temperatur in Höhe der Rauigkeitselemente der Erdoberfläche und der Temperatur der gut durchmischten Grenzschicht. Dieser Wert hängt stark von der angenommenen Oberflächenrauigkeit ab und beträgt im vorliegenden Fall im Mittel $\Delta\theta = 2.4$ K. Dieses Rechenergebnis stimmt bis auf etwa 10 % mit der von Schumann [19] abgeleiteten Näherung $\Delta\theta = 10^{1/3} Q_0^{2/3} (\beta g z_0)^{-1/3}$ überein, die im vorliegenden Fall einen Wert von $\Delta\theta = 2.7$ K liefert. Die angegebene Funktion wurde für verschiedene Oberflächenrauigkeiten in Schmidt und Schumann [18] anhand von LES-Ergebnissen bestätigt. Sie wurde für mittlere Windstille abgeleitet, ist aber offenbar auch für die hier beobachtete Windgeschwindigkeit von etwa 2.7 m/s in der Grenzschicht noch anwendbar. Der berechnete Temperaturunterschied ist im Vergleich zu bisher unveröffentlichten Beobachtungen von der richtigen Größenordnung.

Vergleich mit Messungen

Der Vergleich von Simulationsergebnissen mit Messungen wurde anhand mittlerer Profile durchgeführt, wobei in der Rechnung über das homogene Gebiet von 10×10 km² gemittelt wird. Die Meßwerte stellen dagegen nur Mittelwerte entlang einzelner Flugstrecken dar, wobei Wellenlängen bis zu 6 km Länge in die Mittelwerte eingehen. Wie Lenschow und Stankov [12] gezeigt haben, streuen diese Meßwerte aufgrund der kurzen Mittelungsstrecken noch erheblich um den Ensemblemittelwert. Die Ergebnisse der Simulationen L2, L4 und L5, bei denen ein vertikaler Gitterabstand von 50 m gewählt wurde und die Initialisierung mit gemessenen Profilen erfolgte, wurden mit Flugzeugmessungen verglichen. Ein Vergleich wird bezüglich des Profils des Wärme fluxes und der Varianz der Temperatur- und Vertikalgeschwindigkeitsfluktuationen durchgeführt. Die Flugzeugmessungen wurden um 14 Uhr lokaler Zeit durchgeführt, so daß die konvektive Grenzschicht bereits voll ausgebildet war. Zum Vergleich wurden simulierte Profile nach einer Stunde Integrationszeit herangezogen.

Abb. 7 zeigt im Vergleich die Profile für den Wärme flux. Der berechnete Wärme flux nimmt etwa linear mit der Höhe ab. Die konstante Divergenz des Wärmestroms bewirkt eine konstante Erwärmungsrate und insofern spricht das lineare Profil für einen quasistationären Grenzschichtzustand. Die Meßwerte stimmen mit den Rechenergebnissen im Rahmen ihrer Streuung überein. Aufgrund des Entrainment tritt in Grenzschichthöhe ein Minimum auf, das bei der Simulation einen etwas größeren Betrag hat. Das berechnete Minimum liegt für den Lauf L2 bei $-0.25 Q_0$, das gemessene bei $-0.15 Q_0$. Derartige Unterschiede liegen durchaus in der bei Messungen üblichen Streubreite. Bei

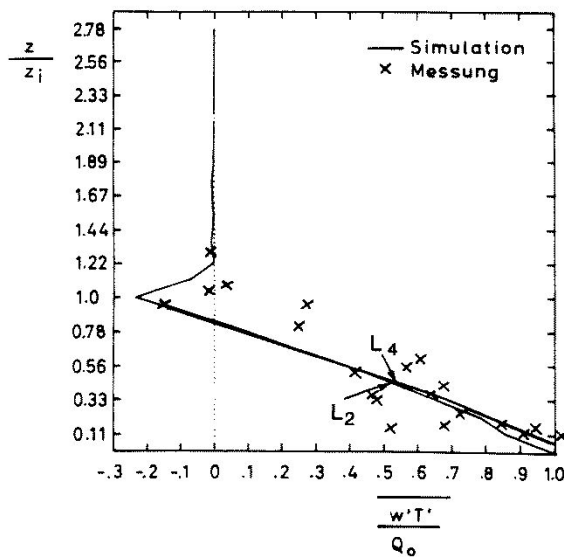


Abb. 7. Vertikalprofile des mit $Q_0 = 0.08 \text{ Kms}^{-1}$ normierten Wärmeflusses im Vergleich zwischen Flugzeugmessungen und LES. Gezeigt sind die Ergebnisse für die Fälle L2 ($Q_0 = 0.08 \text{ Kms}^{-1}$) und L4 ($Q_0 = 0.10 \text{ Kms}^{-1}$).

spielsweise streuen die Meßwerte von Young [23] zwischen -0.5 und $+0.3 Q_0$. Ähnliche Variationen haben Lenschow et al. [11] beobachtet. Bei Vorgabe eines Oberflächenwärmestromes von 100 Wm^{-2} liegt dieses Minimum wie auch bei inhomogener Verteilung des Wärmestromes bei $0.2 Q_0$. Die recht stark streuenden Flugzeug-Meßwerte passen auch noch recht gut zu dem Wärmestromprofil für $Q_0 = 100 \text{ Wm}^{-2}$.

Die maximale Varianz der Vertikalgeschwindigkeit in der Mitte der Grenzschicht ist bei den Messungen größer als bei der Simulation (Abb. 8). In Bodennähe und Inversions-

höhe ist die Übereinstimmung dagegen sehr gut. In diesem Bild ist außerdem der simulierte subskalige Anteil an der Varianz eingezeichnet. In der unteren Grenzschicht (bis $0.1 z_i$) und in Inversionshöhe ist der Beitrag von subskaliger und aufgelöster Turbulenz ungefähr gleich groß, in der Mitte der Grenzschicht dominiert der aufgelöste Anteil. In Grenzschichtmitte liegen die Meßwerte generell über den berechneten Ergebnissen von Lauf L2. Eine bessere Übereinstimmung wird mit einem größeren Wert von Q_0 (Lauf L4) erhalten. Die Inhomogenität des Oberflächenwärmestromes hat dagegen einen geringen Einfluß auf die Varianz der Vertikalbewegung. Wie bei Schmidt [17] wird infolge der Inhomogenität die Intensität von w'^2 etwas verringert, was im vorliegenden Fall den Unterschied zwischen Messung und Rechnung in der Mitte der Grenzschicht verstärkt. Die Reduktion der vertikalen Geschwindigkeitsvarianz im inhomogenen Fall geht einher mit einer stärkeren Zunahme der Varianz der horizontalen Geschwindigkeitsfluktuationen. Die Inhomogenität kann also die größeren Flugzeugmeßwerte für w'^2 nicht erklären.

Die mit der konvektiven Temperaturskala T_* normierte Temperaturvarianz (Abb. 9) zeigt ebenfalls in der unteren und oberen Grenzschicht im Vergleich zur sonst beobachteten Streuung von Meßwerten, siehe Lenschow et al. [11] und Young [23], eine gute Übereinstimmung von Messung und Rechnung. Die Temperaturvarianz ist in Bodennähe und an der Inversion am größten, da dort das Produkt aus Wärmestrom und vertikalem Gradient der mittleren Temperatur am größten ist. Dieses Produkt ist für die Entstehung der Temperaturvarianz verantwortlich. Die Erhöhung des Bodenwärmestromes im Fall L4 bewirkt im Vergleich zum Fall L2 etwa eine Verdoppelung der Temperaturvarianz in Inversionshöhe und dicht an der Erdoberfläche. Die starke Zunahme beruht auf der gleichzeitigen Zunahme von Wärmestrom und Temperaturgradient. Auch der inhomogene Wärmestrom verstärkt die Temperaturschwankungen in Bodennähe. Dies liegt aber vermutlich an den horizonta-

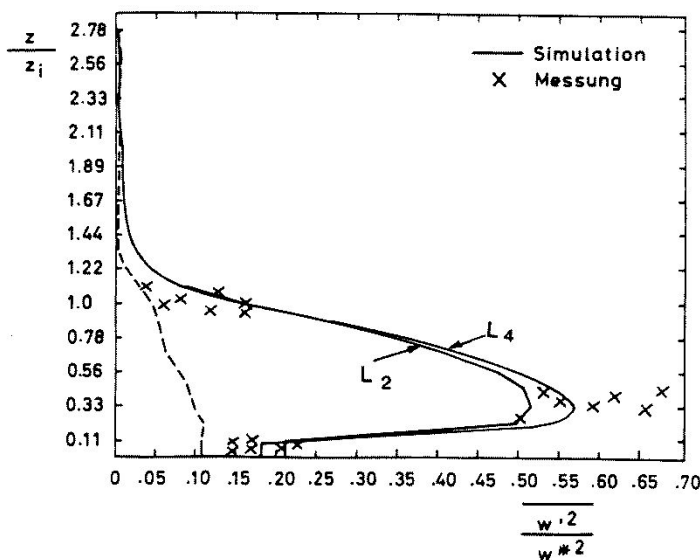


Abb. 8. Vertikalprofile der Vertikalgeschwindigkeitsvarianz normiert mit w , im Vergleich zwischen Flugzeugmessungen und LES. Der subskalige Anteil ist gestrichelt eingezeichnet. Gezeigt sind die Ergebnisse für die Fälle L2 und L4.

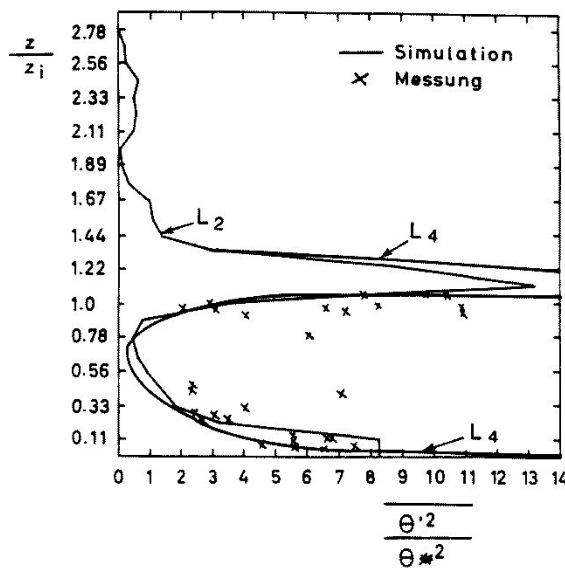


Abb. 9. Vertikalprofile der Temperaturvarianz normiert mit T_i (berechnet für $Q_0 = 0.08 \text{ Kms}^{-1}$) im Vergleich zwischen Flugzeugmessungen und LES. Gezeigt sind die Ergebnisse für die Fälle L2 und L4.

len Temperaturänderungen infolge des Wechsels zwischen wärmeren und kälteren Oberflächen. In der Mitte der Grenzschicht treten in allen gerechneten Fällen sehr kleine Temperaturschwankungen auf. Die Meßwerte überschätzen hier die Temperaturschwankungen, was möglicherweise daran liegt, daß die tatsächlichen Variationen in der Größenordnung von $\Theta_* = T_* = 0.06 \text{ K}$ sind und somit auch durch ein Rauschen im Meßsignal oder durch langwellige Anteile hervorgerufen sein können.

4. Schlußfolgerungen

Mit Hilfe der LES haben wir die Turbulenzstruktur für einen Zeitpunkt des LOTREX-Experiments berechnet. Die Sensitivitätsstudien zeigen, daß eine relativ grobe vertikale Auflösung genügt, um die wesentlichen Eigenschaften der Turbulenz zu erfassen. Für eine realistische LES ist es erforderlich, daß die Maschenweiten sowohl horizontal als auch vertikal deutlich kleiner als die Grenzschichtdicke sind. Es handelt sich hier um eine windschwache Situation, bei der die Scherung an der Inversion und in Bodennähe keinen wesentlichen Einfluß auf die mittleren Varianzen hat. Die räumliche Struktur der turbulenten Konvektion entspricht der im windstillen Fall. Die LES-Ergebnisse stimmen allgemein gut mit den vorhandenen Flugzeug- und Bodenmessungen überein. Mit den Meßflugzeugen kann der Wärmefluß etwa mit einer Genauigkeit von 20 % bestimmt werden [9]. Somit liegt das simulierte Profil des Wärmestroms ganz im Streubereich der Meßwerte. Analoges gilt auch für die Profile der Vertikalgeschwindigkeits- und Temperaturvarianz. Wie erwartet hängen die Ergebnisse stark von dem vorgegebenen Wärmestrom ab. Mit einem

Wärmestrom von zumindest 100 Wm^{-2} werden die Meßergebnisse am besten reproduziert. Der anfänglich benutzte Schätzwert von 80 Wm^{-2} ist offenbar zu klein. Die hier betrachtete Inhomogenität des Wärmestromes hat einen nur sehr geringen Einfluß auf die Turbulenzstruktur. Dies mag bei größeren Amplituden der Variationen anders sein. Ein räumlich variierender Wärmestrom führt im Mittel eher zu kleineren als zu größeren vertikalen Geschwindigkeitsvarianzen. Ein langwellig variierender Wärmestrom induziert zunächst schwache langwellige Zirkulationen, die einen Teil der Energie dissipieren. Da die Energieerzeugung bei gleichem mittleren Wärmestrom von der Inhomogenität nicht verändert wird, bleibt weniger Energie für die vertikalen Geschwindigkeitsschwankungen über. Zu beachten ist, daß in der Rechnung aufgrund der Größe des Modellgebietes und der erforderlichen periodischen Randbedingungen eine sinusförmige Variation des Wärmestroms zugrundegelegt wurde. Die Messungen deuten dagegen auf einen Nord-Süd-Trend hin, der über größere Entfernungen hin wirkt.

Für die Zukunft planen wir, den Einfluß von Inhomogenitäten wirklichkeitsgetreuer im Modell zu berücksichtigen, wenn entsprechende Angaben über die Oberflächeneigenschaften aus dem Experiment ausgewertet sind. Hierzu müßte das Modellgebiet noch weiter vergrößert werden und das LES-Modell mit einem entsprechenden Bodenmodell gekoppelt werden. Neben Variationen im Wärmestrom von der Erdoberfläche sind auch Variationen in der Oberflächenrauigkeit zu berücksichtigen.

Da das hier verwendete Simulationsmodell bereits früher anhand von Messungen validiert wurde, kann die generell gute Übereinstimmung zwischen Messung und Rechnung als Beleg für die Genauigkeit der Messungen gedeutet werden.

Literatur

- [1] Deardorff, J. W.: Numerical investigation of neutral and unstable planetary boundary layers. — *J. Atmos. Sci.* 29, 91—115 (1972).
- [2] Deardorff, J. W.: Three-dimensional numerical study of turbulence in an entraining mixed layer. — *Bound. Lay. Meteorol.* 7, 199—226 (1974).
- [3] Fimpel, H. P.: The DFVLR meteorological research aircraft FALCON-E: instrumentation and examples of measured data. — *Proc. Sixth Symposium on Meteorological Observations and Instrumentation*, New Orleans, 10—16 Jan 1987, Amer. Meteorol. Soc., S. 113—116 (1987).
- [4] Hadfield, M. G., Cotton, W. R., Pielke, R. A.: Large-Eddy Simulation of convective boundary layer circulations driven by microscale surface features. — *Proc. Eighth Symposium on Turbulence and Diffusion*, San Diego, Americ. Meteorol. Soc., Boston, Mass., S. 33—36 (1988).
- [5] Hechtel, L. M., Moeng, C. H., Stull, R.: The effects of nonhomogeneous surface fluxes on the convective boundary layer: a case study using large-eddy simulation. — *J. Atmos. Sci.* 47, 1721—1741 (1990).
- [6] Hunt, J. C. R., Kaimal, J. C., Gaynor, J. E.: Eddy structure in the convective boundary layer — New measurements and new concepts. — *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.* 114, 827—858 (1988).

- [7] Jochum, A., Reinhardt, M. E., Willeke, H.: Three DFVLR powered gliders — a meteorological measurement system for the investigation of the atmospheric boundary layer. — Proc. Sixth Symposium on Meteorological Observations and Instrumentation, New Orleans, 10 — 16 Jan 1987, Amer. Meteorol. Soc., S. 217—220 (1987).
- [8] Jochum, A.: Turbulent transport in the convective boundary layer over complex terrain. — Proc. Eighth Symposium on Turbulence and Diffusion, San Diego, Americ. Meteorol. Soc., Boston, Mass., S. 417—420 (1988).
- [9] Jochum, A., Entstrasser, N., Fimpel, H., Mörl, P., Rösler, F., Willeke, H.: Evaporation and energy fluxes in the atmospheric boundary layer during LOTREX. — Proc. Symposium on FIFE, Febr. 7—9, 1990 Anaheim, Calif., Amer. Meteorol. Soc., Boston, S. 177—180 (1990).
- [10] Krettenauer, K., Schumann, U.: Direct numerical simulation of thermal convection over a wavy surface. — Meteorol. Atmos. Phys. 41, 165—179 (1989).
- [11] Lenschow, D. H., Wyngaard, J. C., Pennell, W. T.: Mean-field and second-moment budgets in a baroclinic, convective boundary layer. — J. Atmos. Sci. 37, 1313—1326 (1980).
- [12] Lenschow, D. H., Stankov, B. B.: Length scales in the convective boundary layer. — J. Atmos. Sci. 43, 1198—1209 (1986).
- [13] Mason, P. J.: Large-Eddy Simulation of the convective atmospheric boundary layer. — J. Atmos. Sci. 46, 1492—1516 (1989).
- [14] Moeng, C.-H., Wyngaard, J. C.: Evaluation of turbulent transport and dissipation closures in second-order modeling. — J. Atmos. Sci. 46, 2311—2330 (1989).
- [15] Schädler, G.: Numerische Simulation zur Wechselwirkung zwischen Landoberflächen und atmosphärischer Grenzschicht. — Diss. Univ. Karlsruhe (1989).
- [16] Schädler, G.: Triggering of atmospheric circulations by moisture inhomogeneities of the earth's surface. — Bound. Lay. Meteorol. 51, 1—29 (1990).
- [17] Schmidt, H.: Grobstruktur-Simulation konvektiver Grenzschichten. — Forschungsber. DFVLR-FB 88-30, erhältlich von DLR (1988).
- [18] Schmidt, H., Schumann, U.: Coherent structure of the convective boundary layer derived from large-eddy simulations. — J. Fluid Mech. 200, 511—562 (1989).
- [19] Schumann, U.: Minimum friction velocity and heat transfer in the rough surface layer of a convective boundary layer. — Bound. Lay. Meteorol. 44, 311—326 (1988).
- [20] Schumann, U., Hauf, T., Höller, H., Schmidt, H., Volkert, H.: A mesoscale model for the simulation of turbulence, clouds and flow over mountains: formulation and validation examples. — Beitr. Phys. Atmos. 60, 413—446 (1987).
- [21] Schumann, U., Stull, R. B., Ebert, E. E.: Nonlocal turbulent mixing in boundary layers evaluated from large-eddy simulations. — Proc. Seventh Symp. Turbulent Shear Flows, Aug. 21—23, Stanford, Calif., S. 29.1. 1—6 (1989).
- [22] Young, G. S.: Convection in the atmospheric boundary layer. — Earth-Sci. Rev. 25, 179—198 (1988).
- [23] Young, G. S.: Turbulence structure of the convective boundary layer. Part I: Variability of normalized turbulence statistics. — J. Atmos. Sci. 45, 719—726 (1988).

Dr. rer. nat. Jutta Graf
 Prof. Dr.-Ing. Ulrich Schumann
 Deutsche Forschungsanstalt für
 Luft- und Raumfahrt (DLR)
 Institut für Physik
 der Atmosphäre
 D-8031 Oberpfaffenhofen

Eingereicht: 15. 6. 1990, angenommen: 15. 12. 1990